

Inhaltsverzeichnis

1. Abstract	5
2. Versuchsaufbau	6
3. Durchführung und Messverfahren	7
4. Theoretische Grundlagen	9
4.1. Supraleitung	9
4.2. BCS-Theorie	10
4.3. Flussquantisierung	11
4.4. Josephson-Effekt	11
4.5. London Gleichungen	12
5. Auswertung	13
5.1. Dipolmomente/Feldstärken der Leiterschleife	13
5.2. Dipolmomente/Feldstärken der Proben	15
6. Fehlerdiskussion	17
6.1. Leiterschleife	17
6.2. Proben	19
7. Zusammenfassung	21
A. Diagramme	23

Abbildungsverzeichnis

2.1. Versuchsaufbau	6
4.1. Externes Feld im Supraleiter	9
5.1. Messwerte Proben, Beispiel: Metallstab diagonal	15
5.2. Messwerte Proben, Beispiel: Metallstab orthogonal	16
5.3. zeichnerische Erklärung orthogonal/diagonal	16
6.1. Sprunghaftes Verhalten des SQUIDS	17
6.2. Rohdaten der Messung bei $R4$	18
6.3. Messung bei $C=330$ pF	18
6.4. Hysteresekurve [DEM, S.132]	20
6.5. Erklärungsversuch für die Kurve	20
A.1. R1U1_2	23
A.2. R1U10	23
A.3. R1U10_2	23
A.4. R2U1_2	24
A.5. R2U10	24
A.6. R2U10_2	24
A.7. R3U10	25
A.8. R4U10	25
A.9. R5U10_2	25

Tabellenverzeichnis

5.1. Beschreibung der Parameter	13
5.2. Verwendete Daten	13
5.3. Fitergebnisse	14
5.4. Magnetfeldstärken und Dipolmomente	15

1. Abstract

Mithilfe des SQUIDs können minimale Magnetfeldstärken prinzipiell hochpräzise gemessen werden. Dies geschieht mithilfe der Eigenschaft von Supraleitern, die das Magnetfeld aus sich herausdrängen. Durch einen „weak-link“ und einem gut gewählten durch einen RCL-Schwingkreis induzierten Magnetfeld können so die Magnetfelder sowie die Dipolmomente unterschiedlicher Proben bestimmt werden.

2. Versuchsaufbau

Die SQUID-Sonde ist in ein mit flüssigem Stickstoff gefülltes Dewar getaucht. Diese hat am unteren Ende eine Öffnung in die man die zu messenden Proben einführen kann, um sie senkrecht unter der Sonde zu positionieren. Die Proben sind an einem Motor befestigt, der die Halterungen um 360° drehen und auf verschiedene Umdrehungsgeschwindigkeiten eingestellt werden kann. Der Motor ist außerdem auf einem Schlitten befestigt, welcher sich wiederum auf einer Schiene verschieben lässt. Es stehen zwei Arten von Proben zur Verfügung, die jeweils ihre eigene Halterung haben. An der Halterung der Leiterschleife befinden sich 2 AA Batterien, die die Spannung liefern, und ein "Jumper" mit dem man 5 verschiedene Widerstände auswählen kann. Für alle anderen Proben liegt eine Runde Metallhalterung vor, die an einem Stab befestigt ist, in der man die einzelnen Proben einklemmen kann. Das SQUID ist über eine Steuerungselektronik mit einem Computer verbunden und lässt sich mit Hilfe der "JSQDuo Sensor ControlSSoftware" bedienen. Außerdem ist ein Oszilloskop mit der Sonde und dem PC verbunden, um das SQUID-Signal anzeigen zu können und um es vom Computer verarbeiten zu lassen.

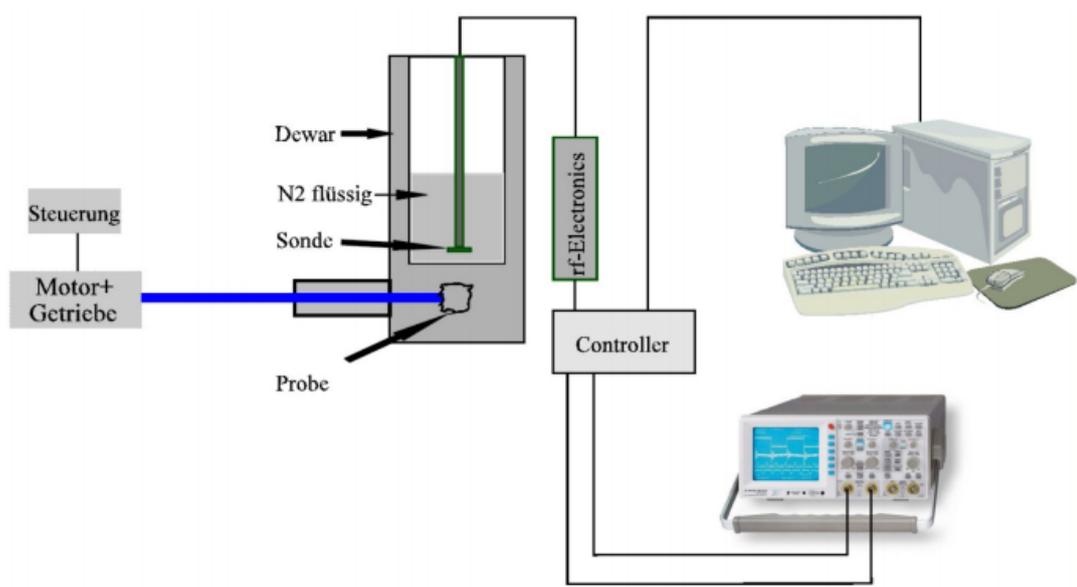


Abbildung 2.1.: Versuchsaufbau

3. Durchführung und Messverfahren

Im ersten Schritt wurde das SQUID von Deckel bis zur Sonde vermessen und in das Dewar mit dem Stickstoff eingetaucht. Danach wurde es 20 Minuten lang bis unter die Sprungtemperatur des SQUIDs runter gekühlt. Währenddessen wurde der Abstand zwischen dem Mittelpunkt des Dewars und dem Anfang der Öffnung vermessen, um so die Distanz zu ermitteln, um die der Schlitten verschoben werden musste um die Probe senkrecht unter dem SQUID zu positionieren. Des Weiteren wurde der Abstand zwischen der Probe und dem Deckel des SQUIDS gemessen. Um die Distanz zwischen Sonde und Probe ermitteln zu können, wurde die Länge von SQUID zu Deckel von dieser Distanz abgezogen. Außerdem wurde der Radius der Schleife und die Spannung der AA-Batterien aufgenommen und notiert. Weiterhin wurden die nominellen Werte der Widerstände überprüft.

Im nächsten Schritt wurde das SQUID in den Test-Modus versetzt, wodurch sich eine zusätzliche Dreiecksspannung zugeschaltet hat. Mit Hilfe der Software und der Variation der VCA- und VCO-Werte wurde die Amplitude des SQUID-Patterns maximiert. Anschließend wurde das Signal mit Hilfe des Offsets auf dem Oszilloskop zentriert. Es wurden außerdem der Widerstand des Verstärkers und die Kapazität des Integrators eingestellt. Alle eingestellten Parameter wurden anschließend protokolliert und sind im Protokollheft notiert. Während des Test-Modus wurde das Oszilloskop so eingestellt, dass es auf die Dreiecks-Spannung triggert.

Im nächsten Schritt wurde das SQUID in den „Measure“-Modus versetzt wodurch die eingestellten Parameter fixiert und die Dreiecksspannung ausgeschaltet wurden. Anschließend wurde der Trigger auf den Channel des SQUIDs eingestellt. Zunächst wurde eine 8 minütige Nullmessung durchgeführt, um eine Untergrund-Referenz zu erhalten. Anschließend wurden 4 verschiedene Widerstände der Leiterschleife mit dem SQUID gemessen und gespeichert. Während den Messungen konnte man ein sehr starkes und komplett asymmetrisches Rauschen nach „unten“ auf dem Oszilloskop erkennen, welches im Laufe der Messungen immer weiter zunahm. Nach der 4. Messung war das Rauschen so stark, dass keine nominelle Messung mehr getätigt werden konnte. Durch Änderung der Parameter des SQUIDs im Test-Modus wurde versucht das Signal zu verbessern, dies gelang aber nicht. Das Signal sowie das SQUID-Pattern waren bei jedem Wechsel in den Test-Modus qualitativ sehr gut. Wurde das SQUID jedoch in den Mess-Modus versetzt, verschlechterte sich das Signal schlagartig und zeigte komplett anormales Verhalten wie beispielsweise Sprünge von mehreren Volts und asymmetrisches Rauschen bis hin zum kompletten Abriss des Signals, obwohl nichts an dem Messgeräts verändert wurde. Selbst der technische Leiter konnte sich das Verhalten des Messgerätes nicht erklären. Das Gerät wurde anschließend abgeschaltet und getrocknet.

Am nächsten Tag wurde das Gerät vom technischen Leiter installiert und eingestellt. Wie schon am Tag davor zeigte der Test-Modus das erwartete Bild. Als das Gerät jedoch in den Messmodus versetzt wurde, riss das Signal komplett ab und nur durch langes Variieren mehrerer Parameter und das mehrfache An- und Ausschalten der Geräte konnte das Signal wieder hergestellt werden. Anschließend schien das Signal zumindest eine vertretbare Stabilität zu haben, um noch zusätzliche Messungen durchzuführen. Die geänderten Parameter wurden wieder protokolliert, sowie jeder Wechsel der solchen. Um zu untersuchen, ob sich die Messungen durch diese Veränderungen verändert/verbessert hatt, wurden nochmals 2 Widerstände mit der Motoreinstellung des vorherigen Tages gemessen, sowie mit einer langsameren Einstellung. Es wurden durch die Messung des Metallstabes in zwei verschiedenen Ausrichtungen und eines Kronkorkens ebenfalls zwei statische Magnetfelder untersucht.

Es sei gesagt, dass man sehr wahrscheinlich davon ausgehen kann, dass das SQUID einen technischen Defekt hat, der leider durch die geschlossene Bauweise des Detektors nicht zu ermitteln war, da sich nur sehr wenige Parameter überhaupt ändern ließen. Obwohl verschiedenste Messungen und Parameteränderungen vorgenommen wurden, war es nicht möglich zu ermitteln, was an dem Messgerät defekt war.

Die Auswertung wird sehr unter den schlechten Daten leiden aber es gab für uns keine Möglichkeit dies zu verbessern. Da

4. Theoretische Grundlagen

4.1. Supraleitung

Supraleitung lässt sich durch folgenden Eigenschaften der Supraleiter charakterisieren:

- Sprungtemperatur:

Unterhalb einer kritischer Temperatur T_c fällt der elektrische Widerstand innerhalb des Supraleiters auf einen nicht messbaren Wert ab. Diese Temperatur ist materialabhängig.

- Diamagnet:

Im supraleitenden Zustand ist der Leiter ein perfekter Diamagnet. Dies bedeutet, dass keine Feldlinien (bis auf eine wenige Nanometer dicke Schicht) in den Leiter eindringen können. Dieses Phänomen wird durch den Meißner-Ochsenfeld-Effekt beschrieben.

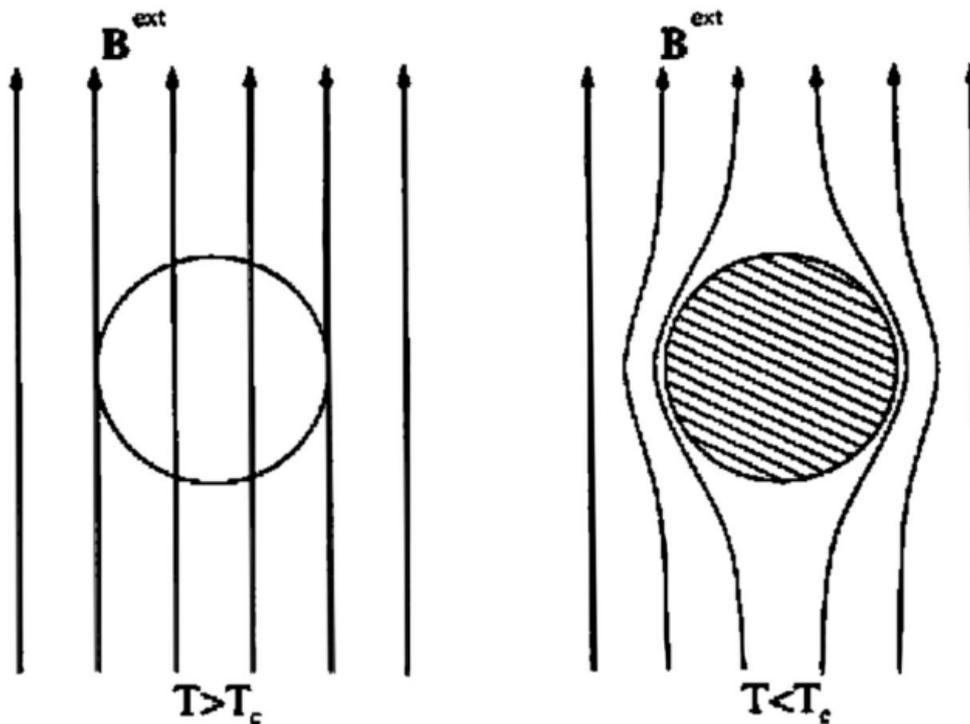


Abbildung 4.1.: Externes Feld im Supraleiter

- Kritisches Feld

Nachdem der Supraleiter auf die kritische Temperatur gekühlt wurde, kann die Supraleitung theoretisch nicht mehr aufgehoben werden. Jedoch kann durch ein Magnetisches

Feld, das größer als die kritische Feldstärke H_c des Supraleiters ist, die Supraleitung auch unterhalb der kritischen Temperatur aufgebrochen werden. Dieser Wert ist ebenfalls Material abhängig und induziert im Supraleiter einen kritischen Strom, der wiederum dafür sorgt, dass die Supraleitung zusammen bricht.

- Cooper-Paare:

Unterhalb von T_c bilden sich im Supraleiter sogenannte Cooper-Paare. Diese bezeichnen zwei schwach gebundene Elektronen, die über mehrere hundert Angström miteinander wechselwirken können. Diese Cooper-Paare ermöglichen die Supraleitung und werden vollständig durch die BCS-Theorie erklärt.

- Man unterscheidet zwischen verschiedenen Arten von Supraleitern:

- Supraleiter erster Art haben eine Sprungtemperatur von nur maximal 23,4 K und haben genau eine H_c .
- Supraleiter zweiter Art (oder Hochtemperatur Supraleiter) haben eine maximale Sprungtemperatur von bis zu 203K [DRD]. Die Besonderheit der Supraleiter zweiter Art ist, dass diese zwei Kritische Feldstärken H_{c1} und H_{c2} besitzen. Unter H_{c1} beobachtet man einen vollständigen Meißner-Ochsenfeld-Effekt. Zwischen H_{c1} und H_{c2} beobachtet man einen unvollständigen Meißner-Ochsenfeld-Effekt, das heißt, es treten magnetische „Flussfäden“ im Supraleiter auf.

4.2. BCS-Theorie

Wie bereits erwähnt beschreibt die BCS-Theorie die Bildung der Cooper-Paare. Diese setzen sich aus zwei schwach gebundenen Elektronen zusammen, die sich wie ein Boson verhalten und zu einem Gesamtspin von $S=0$ koppeln. Diese Kopplung entsteht durch die Trägheit der Ionenrümpfe, welche durch die Trajektorie der Schalelektronen zu einer Deformation des Atomgitters führt. Die negativen Ladungen der Elektronen werden durch die Umgebung abgeschirmt und durch die Deformation des Atomgitters erfahren sie eine Nettoanziehungskraft. Diese wird in der theoretischen Festkörper Physik als Wechselwirkung durch sogenannte Phononen erklärt. Phononen sind virtuelle Teilchen und sollen die Gitterschwingungen repräsentieren. Diese Wechselwirkung ist inversproportional zu $\hbar\omega^2 - \hbar\omega_D^2$. Dabei ist $\hbar\omega$ die Energie Differenz der beiden Elektronen, ω_D die Debye-Frequenz und $\hbar\omega_D$ die Energie der Phononen.

Dies hat zur Folge, dass diese Anziehung stärker ist, je mehr die Energiedifferenz der Elektronen mit der sehr geringen Energie der Phononen übereinstimmt.

Diese Kopplung der beiden Elektronen ist grundsätzlich möglich, da Elektronen Fermionen sind und daher der Fermi-Statistik unterliegen. Diese besagt, dass jeder quantenmechanische Zustand nur einfach besetzt wird. Weil bei sehr niedrigen Temperaturen (um 0K) fast alle Zustände bis zur Fermi-Energie befüllt sind und bei höheren Temperaturen diese Besetzungsdichte sehr schnell gegen 0 geht, ist es möglich, zwei Elektronen mit gleichem Impuls zu finden. Außerdem ist bei diesen niedrigen Temperaturen die thermische Wechselwirkung nicht stark genug, um den gebundenen Zustand der Cooper-Paare aufzubrechen.

Dieser gebundene Zustand ist energetisch günstiger, und kann daher von beliebig vielen Paaren besetzt werden. Dies ist außerdem möglich, da das Pauli-Prinzip nur für Fermionen und nicht für Bosonen gilt, sodass es möglich ist, dass Bosonen ununterscheidbar sind.

Damit gibt es zwei sogenannte Bänder. Während das untere Band unter der Fermi-Energie liegt, liegt das obere Band um eine gewisse Energiedifferenz höher. Diese ist die Differenz zwischen Cooper-Paaren und ungebundenen Elektronen und führt zu einer Bandlücke, da dazwischen keine Zustände besetzt werden können.

Durch Berechnungen mit der BCS-Theorie kann die Temperaturabhängigkeit der Energielücke durch folgende Formel ausgedrückt werden:

$$\frac{\Delta E(T)}{\Delta E(0)} = 1,74 \sqrt{1 - \frac{T}{T_c}}$$

Analog wird auch die Temperaturabhängigkeit des kritischen Feldes berechnet und durch folgende Formel beschrieben:

$$\frac{H_c(T)}{H_c} \approx 1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2$$

4.3. Flussquantisierung

Das SQUID um das es in diesem Versuch geht, benutzt einen Supraleiter in Form eines Ringes. Daher kann man den Kreisstrom als geschlossenes Wegintegral der Stromdichte berechnen:

$$0 = \oint \vec{j} d\vec{l}$$

Mit Hilfe des Stoke'schen Satzes wird der Magnetische Fluss Φ_B durch das Vektorfeld \vec{A} beschrieben mit :

$$\oint \vec{A} d\vec{l} = \Phi_B$$

Des Weiteren ist die Phase der Wellenfunktion der Cooper-Paare ein eindeutiger Parameter. Dadurch wissen wir, dass sich diese bei einem Umlauf nur um ganzzahlige Vielfache von 2π ändern kann. Daher gilt :

$$\oint \nabla\theta d\vec{l} = \Delta\theta = 2\pi n$$

Dadurch erhält man eine Quantisierung des magnetischen Flusses durch den Ring in Flussquanten Φ_0 also :

$$|\Phi_B| = n \frac{\hbar}{2e} = n\Phi_0$$

Aus der Anleitung wissen wir dass gilt: $\Phi_0 = 2.067\ 833\ 667 \times 10^{-15}$ Wb

4.4. Josephson-Effekt

Befindet sich zwischen zwei Supraleitern ein dünner Isolator (wie zum Beispiel beim SQUID eine Lücke im Ring), nennt man dies einen Josephson-Kontakt. Durch ihre gemeinsame Wellenfunktion ist es für Cooper-Paare durch diese Schicht als Ganzes durchzutunneln, wobei sich

der Strom während des Tunnelns ohmsch verhält. Die gemeinsame Wellenfunktion muss aber auf beiden Seiten des Kontaktes existieren, daher müssen die Wellenfunktionen Ψ_1 und Ψ_2 auf beiden Seiten des Kontaktes stetig ineinander übergehen. Um dies zu beschreiben, führen wir eine Kopplung K zwischen den beiden Systemen ein, und beschreiben jedes System durch seinen eigenen Hamiltonian. Anschließend setzen wir beide Systeme jeweils in eine zeitabhängige Schrödingergleichung ein und erhalten:

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{\partial \Psi_1}{\partial t} &= H_1 \Psi_1 + K \Psi_2 \\ i\hbar \frac{\partial \Psi_2}{\partial t} &= H_2 \Psi_2 + K \Psi_1 \end{aligned}$$

Als Lösung für Ψ_1 erhalten wir somit:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Psi_1}{\partial t} &= \frac{2}{\hbar} \Psi_{01} \Psi_{02} K \sin(\Theta_2 - \Theta_1) \\ \frac{\partial \Theta_1}{\partial t} &= \frac{1}{\hbar} \frac{\Psi_{02}}{\Psi_{01}} K \cos(\Theta_2 - \Theta_1) - \frac{H_1}{\hbar} \end{aligned}$$

Die Lösungen für Ψ_2 ergeben sich analog.

4.5. London Gleichungen

Wie bereits am Anfang erwähnt, dringen magnetische Felder nur in eine sehr dünnen Schicht an der Oberfläche eines Supraleiters ein. Die Eindringtiefe wird von den London-Gleichungen beschrieben. Im folgenden ist n_e die Ladungsdichte. Die London Gleichungen benutzen als Ansatz eine Umformung der Maxwell Gleichungen:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\nabla \times \vec{j} + \frac{n_e e^2}{mc} B \right) = 0$$

Aus der Bedingung dass im inneren des Supraleiters $\vec{B}=0$ gelten muss folgt daraus dass der Ausdruck in den Klammern nicht nur zeitlich konstant sein muss, sondern absolut 0 sein muss. So erhält man die London Gleichung:

$$\nabla \times \vec{j} = -\frac{n_e e^2}{mc} B$$

Daraus lässt sich dann schlussendlich die beiden London Gleichungen ableiten:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \vec{B} &= \frac{4\pi n_e e^2}{mc^2} \vec{B} \\ \nabla^2 \vec{j} &= \frac{4\pi n_e e^2}{mc^2} \vec{j} \end{aligned}$$

Diese Gleichungen lassen sich durch eine exponentiell abfallende Funktion lösen durch welche eine Eindringtiefe von $\Lambda = \sqrt{\frac{mc^2}{4\pi n_e e^2}}$ folgt.

5. Auswertung

5.1. Dipolmomente/Feldstärken der Leiterschleife

Um die Dipolmomente und Feldstärken der Leiterschleife bei den verschiedenen Widerständen zu ermitteln, wird der Fit

$$f(x) = a + b \cdot \sin(c \cdot x + d) \quad (5.1)$$

auf die einzelnen Messreihen angewendet. Dabei gilt

Tabelle 5.1.: Beschreibung der Parameter

a	Offset
b	Amplitude $\Delta U/2$
c	Frequenz ω
d	Phasenverschiebung φ

Für den Fit werden jedoch nicht immer alle Datenpunkte verwendet, da, wie schon in der Durchführung beschrieben, starkes Rauschen Teile der Messungen komplett unbrauchbar gemacht haben, beziehungsweise dazu führen, dass für einen guten Fit viele Daten gemittelt werden müssen. In der folgenden Tabelle ist beschrieben, welche Daten für die Ermittlungen verwendet wurden. Dabei steht ΔT dafür, welche T -Werte von der Ausgabe des Oszilloskops verwendet wurden (wenn alle verwendet werden: „-“) und der Glättungsfaktor kk dafür, wie viele Punkte jeweils gemittelt werden.

Tabelle 5.2.: Verwendete Daten

Messung	ΔT [s]	kk
R1U10	$[-20, -5]$	400
R1U1_2	-	1
R1U10_2	-	1
R2U10	-	1
R2U1_2	$[4, -]$	1
R2U10_2	-	1
R3U10	$[-, 0]$	1
R4U10	$[-, 0]$	200
R5U10_2	-	200

Dabei steht „_2“ für Messungen am zweiten Tag, die anderen sind am ersten Tag durchgeführt worden.

Die Fits ergeben:

Tabelle 5.3.: Fitergebnisse

Messung	a [V]	s_a [V]	b [V]	s_b [V]	c [rad s ⁻¹]	s_c [rad s ⁻¹]	d [rad]	s_d [rad]
R1U10	1.9	4.3×10^{-5}	0.39	5.7×10^{-5}	0.88	3.7×10^{-5}	2.5	0.000 47
R1U10_2	-3.6	2.6×10^{-5}	0.4	3.6×10^{-5}	0.87	3.1×10^{-6}	-0.071	8.9×10^{-5}
R1U1_2	-4.6	6.9×10^{-6}	0.41	9.6×10^{-6}	0.087	7.1×10^{-7}	4.4	2.2×10^{-5}
R2U10	2	2.7×10^{-6}	0.26	3.9×10^{-6}	0.87	9.3×10^{-7}	0.53	1.4×10^{-5}
R2U1_2	-4.9	2.2×10^{-5}	0.21	3.1×10^{-5}	0.087	4.5×10^{-6}	3.1	0.000 14
R2U10_2	-4.8	3×10^{-5}	0.21	4.1×10^{-5}	0.87	1.5×10^{-5}	-2.3	0.000 47
R3U10	3.2	6.5×10^{-6}	0.095	9.3×10^{-6}	0.87	6.7×10^{-6}	1.2	0.000 19
R4U10	3.3	6.4×10^{-5}	0.057	9.1×10^{-5}	0.87	0.000 21	4.2	0.0032
R5U10_2	-3.6	7.3×10^{-5}	0.021	0.0001	0.87	0.000 17	-2	0.0048

Damit werden die B-Felder durch

$$B_z = F \cdot \frac{\Delta U}{s_i} \quad (5.2)$$

$$s_{B_z} = B_z \cdot \frac{s_{\Delta U}}{\Delta U} \quad (5.3)$$

ermittelt, mit $F = 9.3 \text{ nT}/\Phi_0$ als Feld-Fluss-Koeffizienten, $s_i = 1.9 \text{ V}/\Phi_0$ bei einem FB-R Widerstand von $R = 100 \text{ k}\Omega$. Der FB-R Widerstand ist für alle nominellen Messreihen gleich.

Das Dipolmoment kann durch

$$p_{ber} = AI = A \frac{U}{R_i} = \pi r^2 \frac{U}{R_i} \quad (5.4)$$

$$s_{p_{ber}} = p_{ber} \cdot \frac{2 \cdot s_r}{r} \quad (5.5)$$

berechnet werden, wobei $U = U_1 + U_2 = 3.212 \text{ V}$ die Spannung der beiden AA Batterien, R_i der Widerstand der Leiterschleife und $r = 2.0(1) \text{ mm}$ der Radius der Leiterschleife ist. Aufgrund dessen, dass der relative Fehler auf den Radius mit 5% sehr viel größer als die anderen beiden relativen Fehler von $s_{U_{r,el}} \approx 1\%$, $s_{R_i} = 0.1\%$, wird nur dieser für den Fehler berücksichtigt. Damit lässt sich auch ein Wert für das B-Feld durch

$$B_{ber} = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot \frac{p_{ber}}{z^3} \quad (5.6)$$

$$s_{B_{ber}} = B_z \cdot \sqrt{\left(\frac{s_{p_{ber}}}{p}\right)^2 + \left(\frac{3 \cdot s_z}{z}\right)^2} \quad (5.7)$$

unabhängig von der Messung berechnen, der als Referenz verwendet werden kann. Dabei ist $\mu_0 = 1.2566 \times 10^{-7} \text{ N A}^{-2}$ [DEM, S.496] die magnetische Feldkonstante und $z = 34(2) \text{ mm}$ der Abstand zwischen Probe und SQUID-Sonde, der durch ausmessen berechnet wurde. Mithilfe von (5.6) lässt sich durch Umformen und verwenden der gemessenen Magnetfeldstärken das Dipolmoment aus den Messungen ermitteln:

$$p = \frac{2\pi \cdot z^3}{\mu_0} \cdot B_z \quad (5.8)$$

$$s_p = p \cdot \frac{3 \cdot s_z}{z} \quad (5.9)$$

wobei der Fehler auf das B-Feld vernachlässigt wird, da er sehr viel kleiner als der des Abstandes ist. Damit ergibt sich:

Tabelle 5.4.: Magnetfeldstärken und Dipolmomente

Messung	B_z [nT]	B_{ber} [nT]	p [m ² nA]	p_{ber} [m ² nA]
R1U10	4.0344(1)	4.0(7)	800(200)	780(80)
R1U1.2	3.8502(6)	4.0(7)	800(200)	780(80)
R1U10.2	3.9571(3)	4.0(7)	800(200)	780(80)
R2U10	2.58533(4)	2.0(7)	470(120)	400(40)
R2U1.2	2.0683(3)	2.0(7)	410(100)	400(40)
R2U10.2	2.0612(4)	2.0(7)	410(100)	400(40)
R3U10	0.9272(1)	0.68(12)	180(50)	134(13)
R4U10	0.5571(8)	0.40(2)	110(30)	79(8)
R5U10.2	0.208(1)	0.21(4)	41(10)	40(4)

5.2. Dipolmomente/Feldstärken der Proben

Als Nächstes sollen eigentlich die Dipolmomente und Feldstärken verschiedener Proben ausgewertet werden. Allerdings ist dies nicht möglich, da bei den aufgenommenen Messdaten es nicht möglich ist, einen vernünftigen Sinus-Fit durchzuführen.

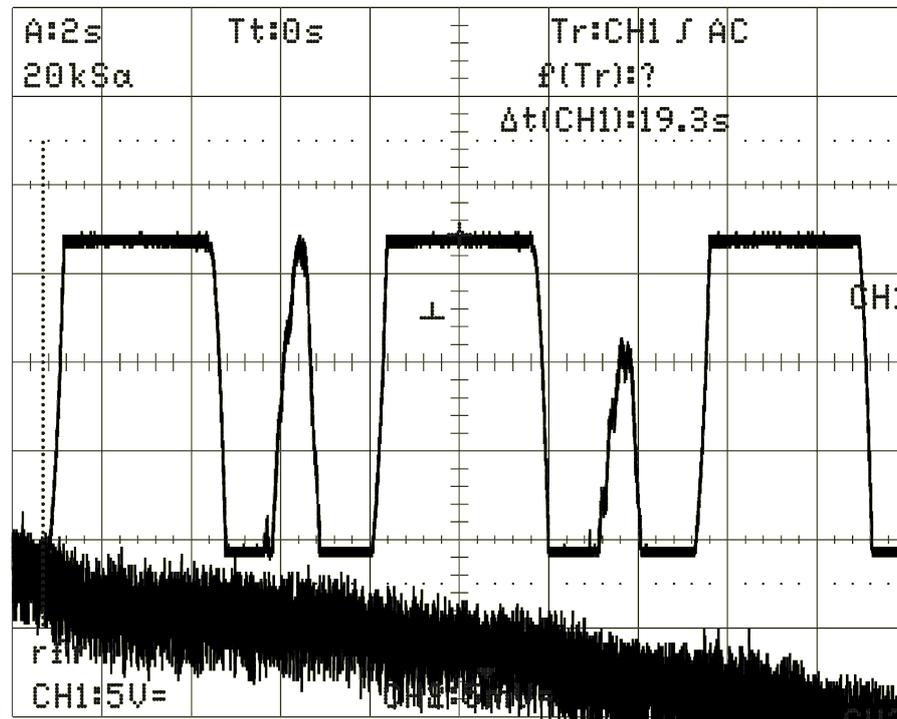


Abbildung 5.1.: Messwerte Proben, Beispiel: Metallstab diagonal

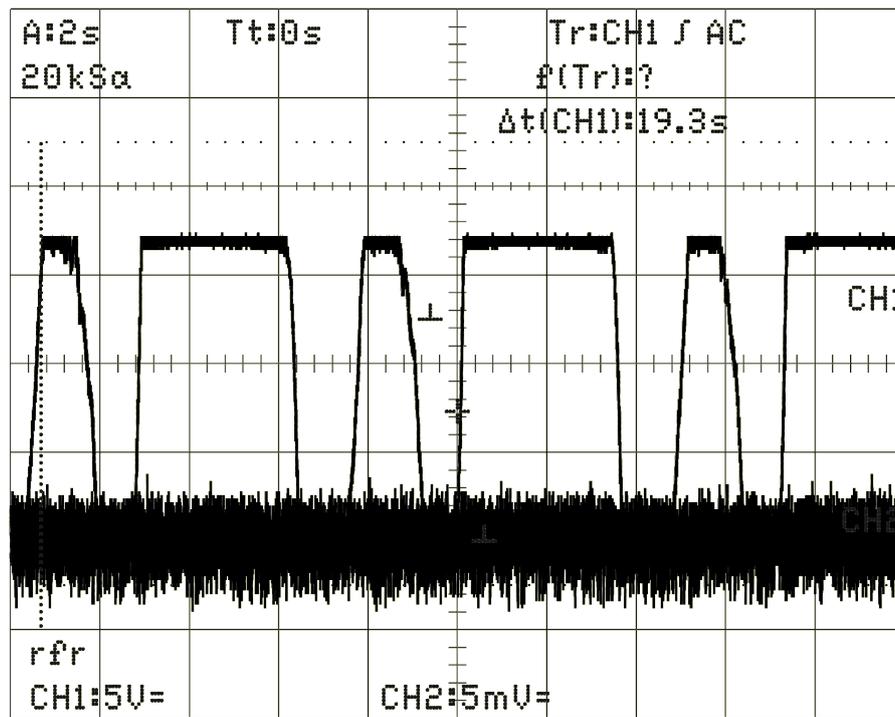


Abbildung 5.2.: Messwerte Proben, Beispiel: Metallstab orthogonal

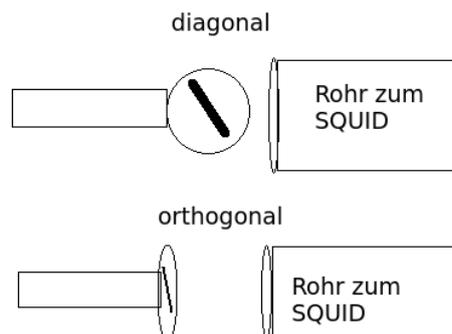


Abbildung 5.3.: zeichnerische Erklärung orthogonal/diagonal

6. Fehlerdiskussion

Bei der Fehlerdiskussion wird zwischen Leiterschleife und Proben unterschieden, da sich das SQUID bei beiden unterschiedlich verhalten hat.

6.1. Leiterschleife

Bei der Leiterschleife ist aufgefallen, dass bei der Messung des Widerstandes R_4 ein Sprung stattgefunden hat. Dieser ist auch nochmals bei einer anderen Messung reproduziert worden, nämlich als der FB-R Widerstand variiert wurde.

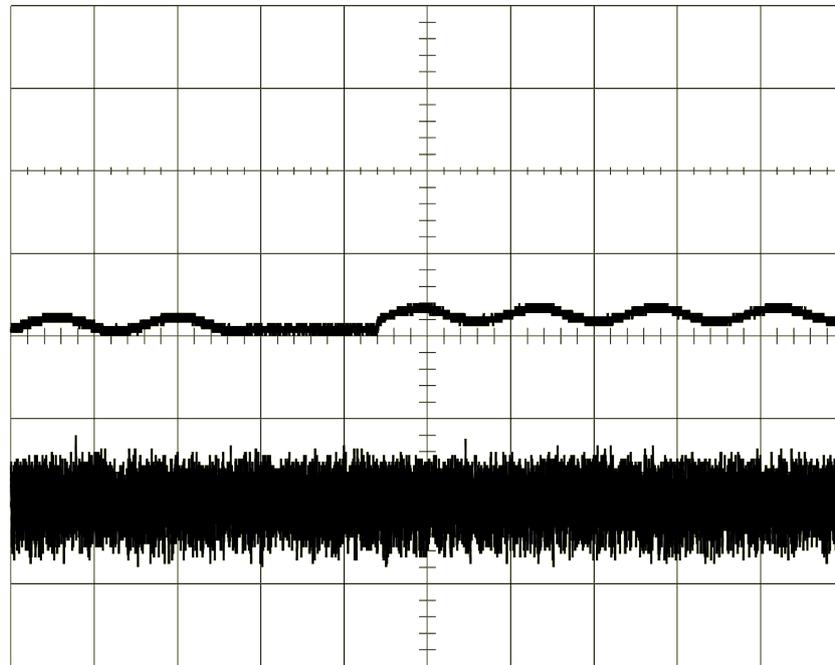


Abbildung 6.1.: Sprunghaftes Verhalten des SQUIDS

Zu Beginn der Messung war ein FB-R Widerstand von 100k eingestellt. Es ist eine „normale“ Sinusschwingung zu beobachten. Dazwischen wurde der Widerstand auf 1k gestellt und wie zu erwarten nimmt die Amplitude ab, da der FB-R Widerstand mit der Sensitivität des SQUIDS zu tun hat. Als der FB-R Widerstand jedoch wieder auf den Ausgangswert von 100k eingestellt wurde, hat sich der Offset verändert. Während das Minimum der ersten Messung ziemlich genau bei 0 V liegt, liegt es bei dem zweiten Sinus bei etwa 1 V. Genau dasselbe ist auch bei der Messung des vierten Widerstandes zu sehen:

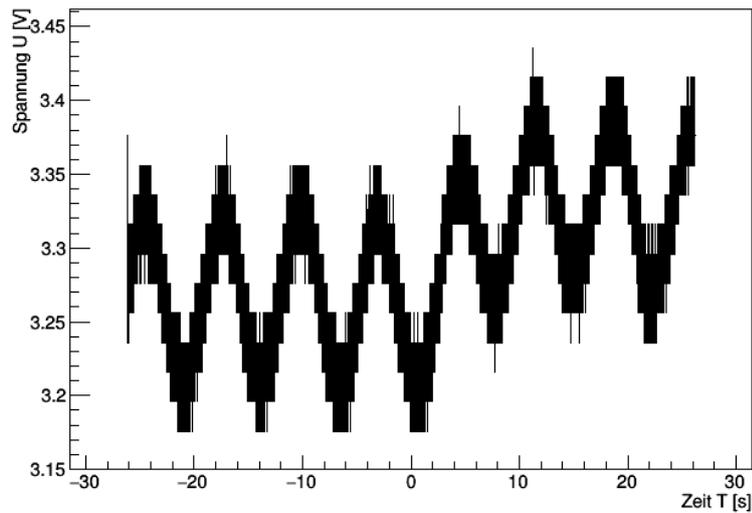


Abbildung 6.2.: Rohdaten der Messung bei $R4$

Allerdings ist hier keine Änderung vorgenommen worden. Ein extremeres Verhalten konnte auch bei einer anderen Messung beobachtet werden, als die Funktion der Kapazität des Kondensators überprüft wurde.

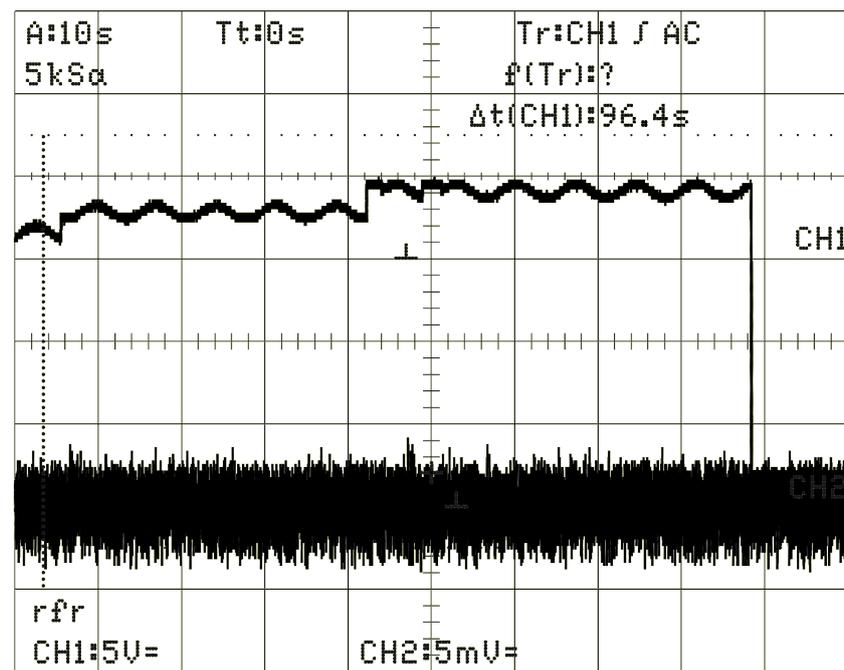


Abbildung 6.3.: Messung bei $C=330 \text{ pF}$

Hier sind zwei äquivalente Sprünge wie bei der Messung zu sehen. Interessanterweise ist der Offset nach dem zweiten Sprung ziemlich genau derselbe, wie bei einem eingeschalteten Kondensator der Kapazität $C = 1 \text{ nF}$.

Dieses Verhalten ist jedoch nur bei der Messung des $C = 330 \text{ pF}$ aufgefallen, welche jedoch bei der Messung der Leiterschleife verwendet wurde. Somit liegt die Vermutung nahe, dass bei dem FB-R Widerstand ein Fehler vorliegt, da dieser bei derselben Einstellung ($\text{FB-R}=100\text{k}$) unterschiedliche Ergebnisse liefert und diese Einstellung bei der Messung der Leiterschleife verwendet wurden.

Interessanterweise spielt das asymmetrische Rauschen, das an beiden Versuchstagen beobachtet werden konnte, keine Rolle für die Ergebnisse des B-Feldes oder des Dipolmomentes. Da für die Messungen mit Rauschen einfach nur Werte gemittelt wurden, die dann auf gute Ergebnisse führten, kann angenommen werden, dass es sich bei dem Rauschen um äußere Störfelder gehandelt hat, welches jedoch problemlos herausgemittelt werden konnte, falls es nicht zu stark war. Leider sind nicht alle Messungen mit Rauschen aufgenommen worden, sonst hätte man dies besser überprüfen können. Sie wurden nicht aufgenommen, weil sie auf dem Oszilloskopen sehr viel extremer aussahen.

Schwierig zu analysieren ist aber das Abreißen des Signals, das auch bei Abbildung 6.3 zu Ende sehr gut zu sehen ist. Dort springt das Signal um etwa $\Delta U = 17\text{V}$, ohne dass etwas verändert wurde. Dieses Verhalten suggeriert am ehesten, dass es wohl einen Wackelkontakt in der Elektronik gegeben haben muss.

6.2. Proben

Bei den Proben konnte ein komplett anderes Verhalten festgestellt werden. Zunächst war der Ausschlag auf dem Oszilloskopen bei diesen Proben, die eigentlich nur ein statisches und tendenziell schwächeres B-Feld als die Leiterschleifen haben, enorm und zusätzlich konnte eine Art Sättigung festgestellt werden, sodass die komplette Amplitude nichtmals bestimmt werden konnte (siehe Abbildung 5.1 und 5.2). Die doppelte Amplitude beträgt bei beiden Messungen mindestens $2 \cdot b = 17\text{V}$, was einem Faktor von 20x im Vergleich zum stärksten B-Feld der Leiterschleife (bei $R1$) entspricht. Des Weiteren kann in Abbildung 5.1 gesehen werden, dass die beiden „dünnere“ Ausschläge unterschiedliche Amplituden besitzen, obwohl die Ausrichtung des Spans bei beiden Peaks gleich sein muss. Dies ließe sich dadurch erklären, dass wie bei der Leiterschleife dort ein Sprung stattgefunden hat, der aufgrund der enormen Amplitude vielleicht extremer gesehen werden kann. Die Sättigung könnte vielleicht dadurch erklärt werden, dass in der Elektronik ein Kondensator gesättigt wurde oder prinzipiell könnte auch das Oszilloskop einen Defekt haben, was es für einen Elektronik-Laien unmöglich macht, die Ursache festzustellen. Allerdings sieht auch die Form bei Ignorieren der Sättigung nicht sinusartig aus. Jedoch erinnert die Form sehr stark an das SQUID-Pattern, denn auch dort sind Knicks zu sehen, die dort durch die spontane Umkehr der Dreiecksspannung rühren. Bei der Justierung des SQUIDS konnte auch beobachtet werden, dass diese Knicks nicht immer genau dieselbe Höhe haben. Weiterhin ist neben den Peaks die Sättigung nicht von großer Dauer, wohingegen der Plateau-förmige Peak verhältnismäßig lange zu sehen ist. Auch die extreme Steigung passt dazu.

Geht man davon aus, dass die Messdaten zum SQUID-Pattern passen, bedeutet dies, dass die Proben eine recht konstante Flussänderung im SQUID hervorgerufen haben und beim Peak der Umkehrpunkt ist, d.h. dass zuvor stetig der Fluss erhöht wurde und danach gesenkt (oder umgekehrt, das spielt keine Rolle). Das bedeutet aber, dass das Magnetfeld der Probe bei einer Umdrehung einmal gleichmäßig ansteigt und danach konstant abfällt. Das ergibt jedoch physikalisch keinen Sinn, dies bedeutete, dass die Probe während der Messung immer in dieselbe Richtung magnetisiert und bei der nächsten Umdrehung wieder entmagnetisiert wird. Das einzige Bauteil, das diese Magnetisierung herbeiführen kann, ist der Schwingkreis, der jedoch mit einer Frequenz von mehreren MHz elektro-magnetische Wellen ausstrahlt.

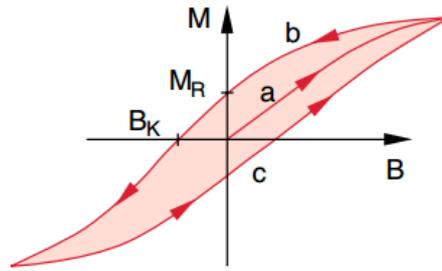


Abbildung 6.4.: Hysteresekurve [DEM, S.132]

Damit sähe dann das Bild so aus

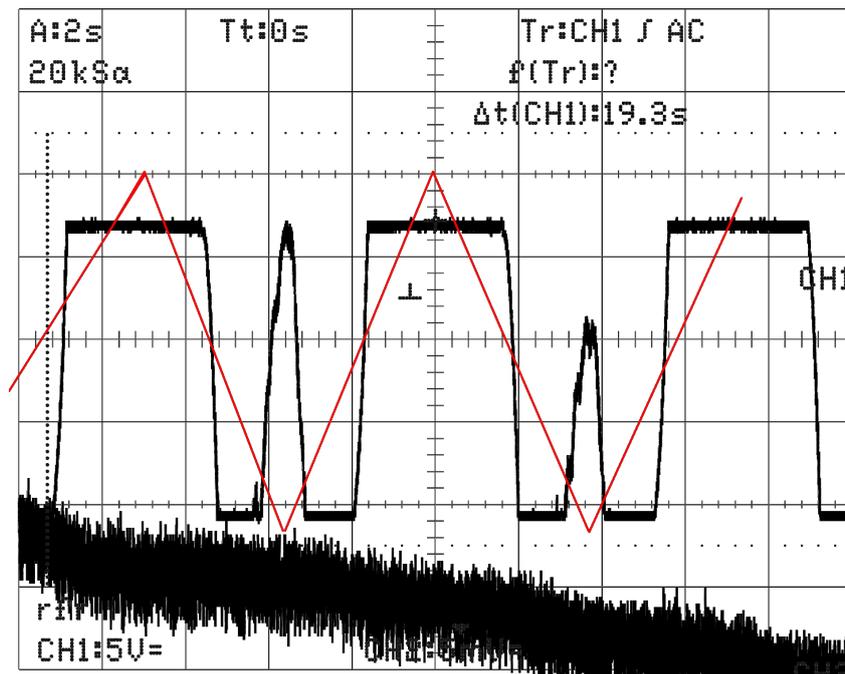


Abbildung 6.5.: Erklärungsversuch für die Kurve

hier ist in Rot etwa angezeigt, wie die Flussänderung aussieht, die durch die Probe erzeugt wird. Die enorme Amplitude ergibt nur Sinn, wenn dem Schwingkreis eine sehr große Menge an Energie entzogen wird, welche vielleicht auch in die Magnetisierung der Probe geht.

Allerdings sind dies nur Erklärungsversuche, um die komischen Messreihen zu interpretieren.

7. Zusammenfassung

In dieser Versuchsdurchführung sind die B-Felder und die Dipolmomente von Leiterschleifen mit unterschiedlichen eingestellten Widerständen ermittelt worden. Dabei zeigte sich, dass die ermittelten B-Felder der Widerstände $R1, R2$ und $R5$ im einfachen Fehler der berechneten B-Felder lagen. Beim Widerstand $R3$ lag der Messwert im 3σ -Bereich und beim Widerstand $R4$ im 8σ -Bereich. Die berechneten Dipolmomente liegen alle im einfachen Fehler der ermittelten Dipolmomente. (Tabelle 5.4)

Bei den Proben konnte kein direkt auswertbares Ergebnis erzielt werden, deshalb wurde lediglich versucht, dieses Verhalten zu erklären. Dafür sein auf das vorherige Kapitel verwiesen.

Literaturverzeichnis

[BANGE] BANGE, VOLKER, *Einrichtung des Versuches „SQUID“*, Wissenschaftliche Arbeit für die Zulassung zur Prüfung für das Lehramt Gymnasium. Universität Freiburg, Mai 2000.

[DEM] WOLFGANG DEMTRÖDER, *Experimentalphysik 2*, Springer Verlag, 5. Auflage

[DRD] A. P. DROZDOV, M.I. EREMETS, I. A. TROYAN, V. KSENOFONTOV, S.I. SHYLIN, *Conventional superconductivity at 203 kelvin at high pressures in the sulfur hydride system*, Nature, 525. Ausgabe, September
<http://dx.doi.org/10.1038/nature14964>

A. Diagramme

Alle Diagramme zeigen links den Fit und rechts den erstellten Polar-Graphen.

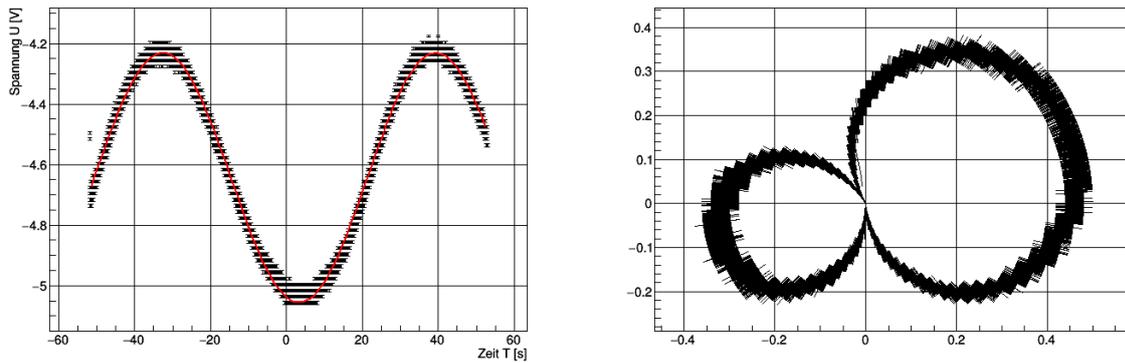


Abbildung A.1.: R1U1_2

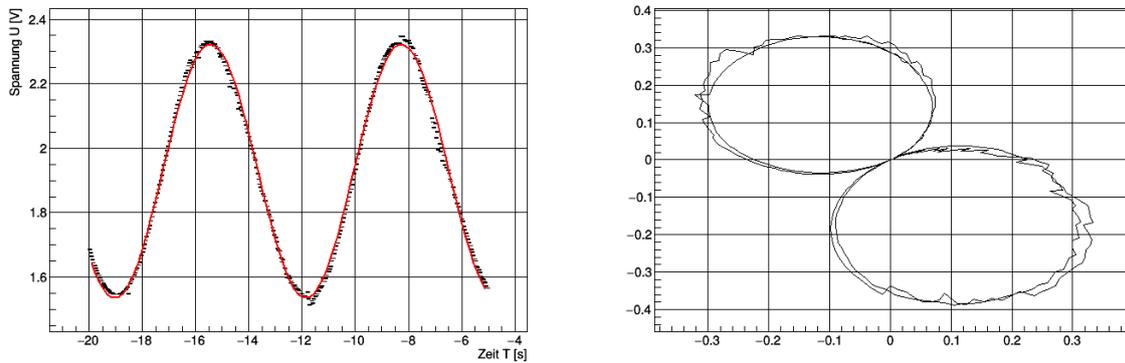


Abbildung A.2.: R1U10

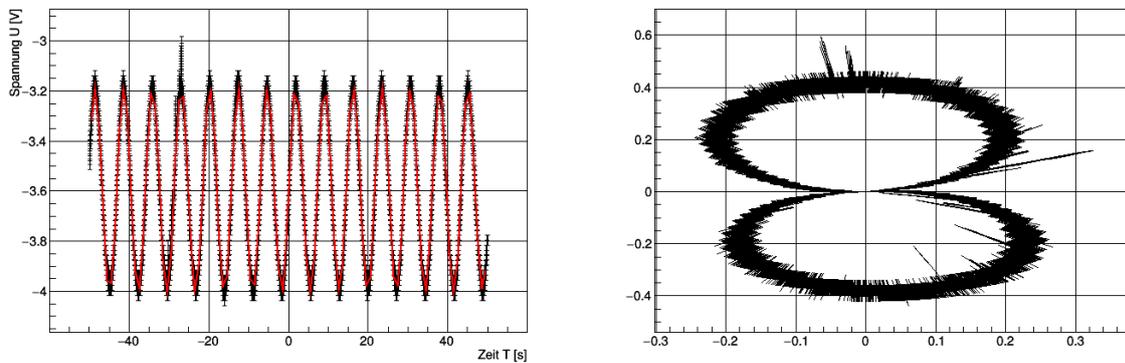


Abbildung A.3.: R1U10_2

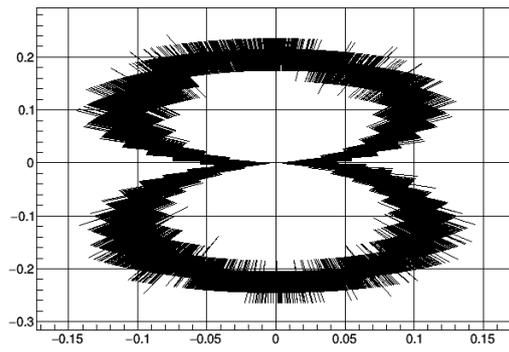
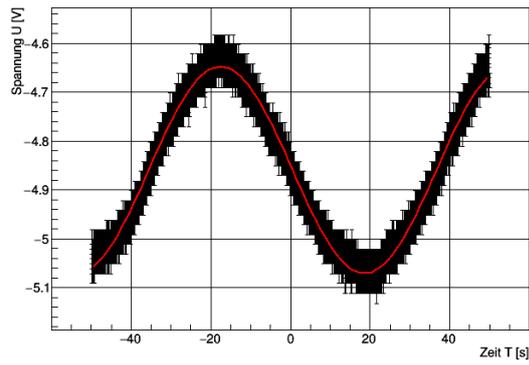


Abbildung A.4.: R2U1_2

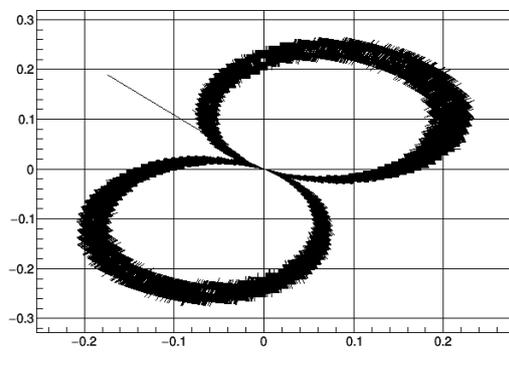
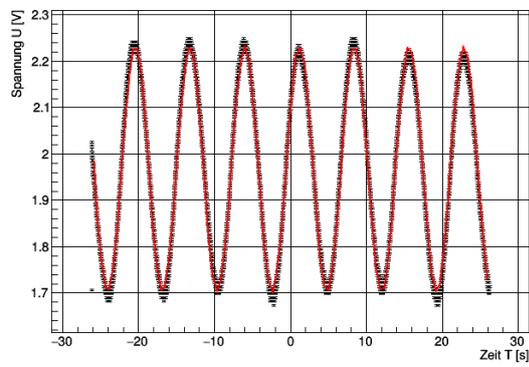


Abbildung A.5.: R2U10

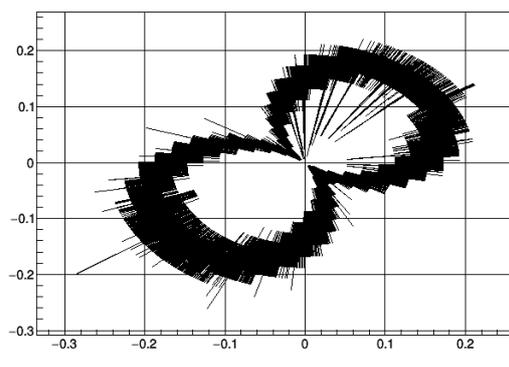
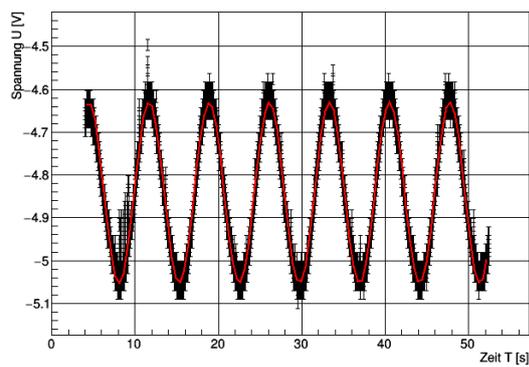


Abbildung A.6.: R2U10_2

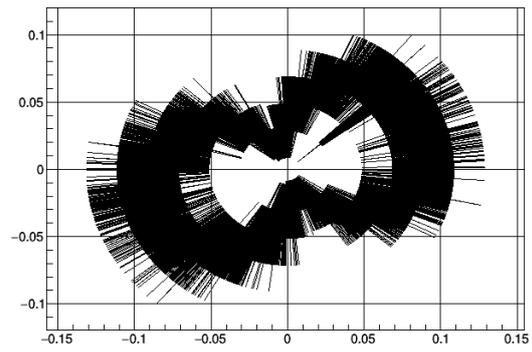
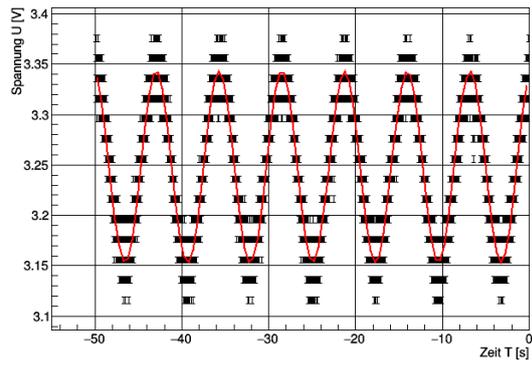


Abbildung A.7.: R3U10

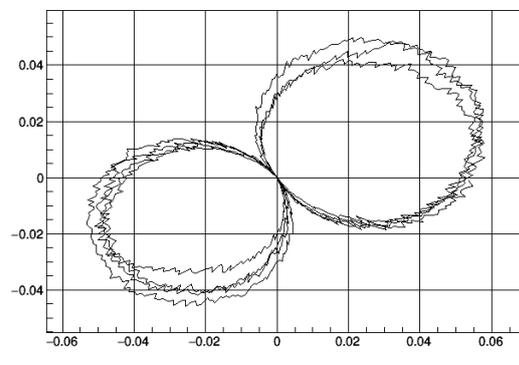
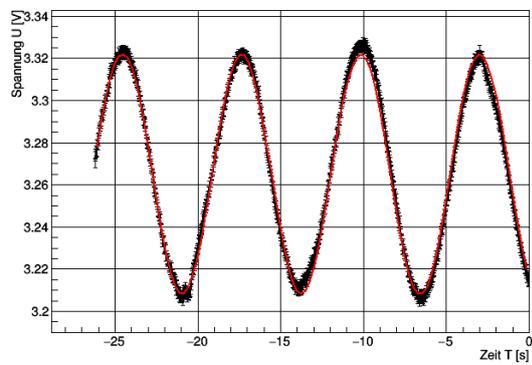


Abbildung A.8.: R4U10

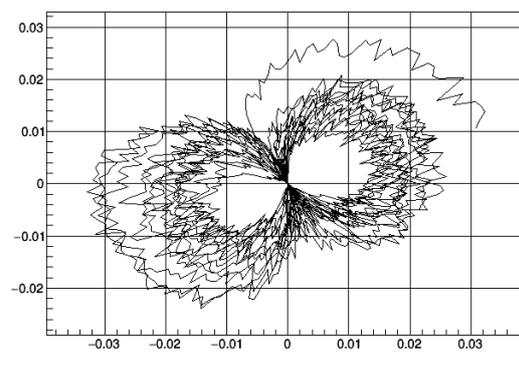
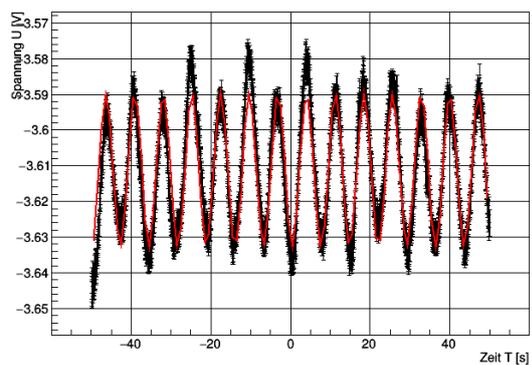


Abbildung A.9.: R5U10_2